АКАДЕМИЯ НАУК СССР



ПРЕПРИНТ

198

В.П. СИЛИН, А.З. СОЛОНЦОВ

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООБЪЕМНЫХ ЭФФЕКТОВ В МАГНЕТИКАХ С КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Москва – 1987

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР являются самостоятельными научными публикациями и издаются по следующим направлениям исследований Института:

- **физика высоких энергий и космических лучей**
- **оптика и спектроскопия**
- **квантовая радиофизика**
- **физика твердого тела**
- **физика космоса**
- **физика плазмы**

В библиографических ссылках на препринты Физического института имени П.Н. Лебедева мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, номер препринта, место издания, сокращенное наименование Института-издателя, год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И. Иванов. Препринт 125, Москва, ФИАН, 1986.

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are its independent publications and are issued in the Institute's following fields of research:

- **high energy and cosmic ray Physics**
- **optics and spectroscopy**
- **quantum Radiophysics**
- **solid state Physics**
- **cosmophysics**
- **plasma Physics**

In bibliographical references to the P.N. Lebedev Physical Institute's preprints we recommend to indicate: the author's initials and name, preprint number, place of the publication, abbreviation of the Institute-publisher, year of the publication:

Example of a bibliographical reference:

I.I. Ivanov. Preprint 125, Moscow, FIAN, 1986.

Физика твердого тела

Отдел квантовой радиофизики

Сектор теории плазменных явлений

Препринт № 198

В.П.Силин, А.З.Солонцов

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООБЪЁМНЫХ ЭФФЕКТОВ В МАГНЕТИКАХ С КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Москва - 1987

Аннотация

Развита микроскопическая спин-инвариантная теория магнитообъёмных эффектов в ферромагнитных и почти ферромагнитных металлах с коллективизированными электронами, учитывающая динамические эффекты поперечных и продольных спиновых флуктуаций и флуктуаций плотности электронов. Показано, что изменение объёма V металла с температурой T в магнитном поле с индукцией B , обусловленное магнетизмом, определяется средним квадратом плотности магнитного момента $\mathcal{M}_L^2(B,V,T)$. С **учетом** эффектов теплового расширения найдено отношение $\gamma_c = \mathcal{M}_L^2(T=T_c)/\mathcal{M}_L^2(T=0)$, характеризующее инварные аномалии в слабых ферромагнетиках ниже температуры Кюри T_c . Показано, что в случае очень слабых ферромагнетиков при приближении к точке структурного фазового перехода величина γ_c убывает, стремясь к нулю. Выявлены приближения феноменологической теории магнитообъёмных эффектов Мории-Усами.

I. Введение

В последние годы теоретическому рассмотрению магнитообъёмных эффектов в магнетиках с коллективизированными (подвижными) электронами посвящен целый ряд работ [I–8], обобщающих теорию Стонера-Вольфарта [9] учётом влияния спиновых флуктуаций. Среди этих работ следует выделить работы Эдвардса и Макдональда [I] и Мории и Усами [2], которые посвящены магнитообъёмным эффектам в слабых ферромагнетиках. В [I] с использованием динамической теории спиновых флуктуаций Мории-Кавабаты [I0] ставилась задача определения относительного изменения объема магнетика $\omega_m(T)$, обусловленного магнетизмом, при температуре Кюри $T = T_c$. При этом было найдено

$$\frac{\omega_m(T_c)}{\omega_m(0)} = \gamma_c , \qquad (I.I)$$

где $\gamma_c = \mathcal{M}_L^2(T_c)/\mathcal{M}_L^2(0)$, $\mathcal{M}_L^2$ – средний квадрат плотности магнитного момента магнетика. Для величины γ_c, характеризующ инварные аномалии, в [I] было получено значение $\gamma_c > 1$, равное I в пределе слабых ферромагнетиков ($T_c \to 0$). При этом в [I] был сделан вывод об отсутствии отрицательного магнитного вклада в тепловое расширение слабых ферромагнетиков, что отвечает невозможночти объяснения инварных аномалий эффектами спиновых флуктуаций.

С другой стороны в феноменологической теории магнитоупругих эффектов Мория и Усами [2] постулировали соотношение

$$\omega_m(T) = K^{-1} C \mathcal{M}_L^2(T) \qquad (I.2)$$

(где K - модуль всестороннего сжатия, C - магнитоупругая постоянная приводящее к отношению (I.I). При этом в случае слабых ферромагнетиков для величины γ_c с использованием феноменологической теории Гинзбурга-Ландау [II] Мория и Усами [2] получили значение

$$\gamma_c = \frac{3}{5}, \qquad (I.3)$$

отличающееся от предсказаний работы [I].

Возникшая после появления работы [I] дискуссия между Морией [3] с одной стороны и Эдвардсом и Макдональдом [4] с другой показала, что различие результатов работ [I,2] связано с использованием в [I] спин-неинвариантной теории спиновых флуктуаций [I0], пренебрегающей эффектами продольных спиновых флуктуаций и флуктуаций плотности электронов.

В настоящей работе дано микроскопическое обоснование полученной в [2] феноменологической формулы (I.2). При этом в отличие от работы [I] мы используем спин-инвариантную теорию флуктуаций, учитывающую наряду с поперечными также и продольные спиновые флуктуации и флуктуации плотности числа электронов. Помимо этого показано, что формула (I.3) имеет место только при пренебрежении изменением магнитной восприимчивости, обусловленной изменением объема, и выявлены условия, в которых правая часть формулы (I.3) видоизменяется при учете влияния теплового расширения.

2. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

В качестве исходного мы используем следующее выражение для свободной энергии металла [I2,I3]

$$F(M,V,T)=E_0(V,T)+F_0(M,V,T)+\frac{I}{4V}(N^2-M^2/\beta)+ \\ +\Delta F(M,V,T), \tag{2.I}$$

где $E_0(V,T)$ - энергия решетки,

$$F_0(M,V,T)=-\varkappa T\sum_\sigma \int d\varepsilon\, \nu(\varepsilon)\ln[1+\exp(\gamma-\varepsilon-\sigma b)/\varkappa T]+ \\ +\gamma N+bM/\beta \tag{2.2}$$

- свободная энергия невзаимодействующих фермионов, N - число электронов, M - намагниченность, β - магнетон Бора, $\nu(\varepsilon)$ - плотность состояний электронов с заданным спином $\sigma=\pm 1$, константа I обменное взаимодействие электронов.

Химпотенциал γ и энергия спинового расщепления b электронов в правой части (2.2) подобно работам [10] определены условиями

$$N=V\int d\varepsilon\,\nu(\varepsilon)[f(\varepsilon-b-\gamma)+f(\varepsilon+b-\gamma)],$$

$$M=\beta V\int d\varepsilon\,\nu(\varepsilon)[f(\varepsilon-b-\gamma)-f(\varepsilon+b-\gamma)], \tag{2.3}$$

где $f(\varepsilon)=[\exp(\varepsilon/\varkappa T)+1]^{-1}$ - фермиевская функция распределения.

Наконец, последнее слагаемое в правой части (2.I)

$$\Delta F(M,V,T)=\hbar V\int(dq)\,cth\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right)Im\left\{\ln[1-I\chi^{+-}(q)]+ \right. \\ \left. +I\chi^{+-}(q)+\frac{1}{2}\ln\mathcal{D}(q)+\frac{1}{2}\left(\frac{I}{2}-V(\bar{q})\right)[\chi^{+}(q)+\chi^{-}(q)]\right\} \tag{2.4}$$

где $\mathcal{D}(q)=1-[I/2-V(\bar{q})][\chi^{+}(q)+\chi^{-}(q)]-2IV(q)\chi_{+}(q)\chi_{-}(q)$

описывает флуктуационный вклад в свободную энергию. Здесь

$$\int(dq) = (2\pi)^{-4}\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int d\vec{q}\,, \quad q = (\omega, \vec{q}\,),$$

$$\chi^{+-}(q) = -\int d\tau \; \frac{f[\varepsilon^+(\vec{p})-\eta] - f[\varepsilon^-(\vec{p}+\hbar\vec{q})-\eta]}{\hbar\omega + \varepsilon^+(\vec{p}) - \varepsilon^-(\vec{p}+\hbar\vec{q})}\,,$$

$$\chi^{\pm}(q) = -\int d\tau \; \frac{f[\varepsilon^{\pm}(\vec{p})-\eta] - f[\varepsilon^{\pm}(\vec{p}+\hbar\vec{q})-\eta]}{\hbar\omega + \varepsilon^{\pm}(\vec{p}) - \varepsilon^{\pm}(\vec{p}+\hbar\vec{q})} \qquad (2.5)$$

– динамические восприимчивости электронного газа, $d\tau = d\vec{p}/(2\pi\hbar)^3$, $\varepsilon^{\pm}(\vec{p}) = \varepsilon(\vec{p}) \mp b$ – энергия электронов. Первые два слагаемых в фигурных скобках в (2.4) описывают влияние поперечных спиновых флуктуаций. Последний член обусловлен продольными спиновыми флуктуациями и флуктуациями плотности числа электронов, $V(\vec{q}) = 4\pi e^2/\vec{q}^{\,2}$.

Отметим, что выражение (2.4) для флуктуационного вклада в свободную энергию использовалось в работах [I2,I3] для определения температурных зависимостей магнитной восприимчивости и теплоемкости в слабых ферромагнетиках и почти ферромагнитных металлах. Теории спиновых флуктуаций Мории-Кавабаты [I0] отвечает учет в (2.4) слагаемых с χ^{+-}, обусловленных поперечными спиновыми флуктуациями. В работе Гамбоза и Гриффина [I4] при обсуждении свойств слабых ферромагнетиков была использована формула для ΔF, отличающаяся от (2.4) множителем $1/2$ и заменой $V(\vec{q}) \to I/2$.

Отметим здесь также работу Лонзарича и Тейлифера [I5], в которой рассматривалось магнитное уравнение состояния слабых ферромагнетиков и почти ферромагнитных металлов. При этом в [I5] использовалось выражение для ΔF, отличающееся от (2.4) последним слагаемым, которое имело вид

$$\frac{\hbar V}{2}\int(dq)\, cth\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) Im\left\{ ln\left[1 - 2I\frac{\chi^+\chi^-}{\chi^+ + \chi^-}\right] + 2I\frac{\chi^+\chi^-}{\chi^+ + \chi^-}\right\}. \quad (2.6)$$

Интересуясь слабыми магнетиками, далекими от насыщения $(M/\mu N \ll 1)$

разложим функцию $F_0(M,V,T)$ в ряд по степеням M. Учитывая зависимость химпотенциала η и энергии спинового расщепления b от намагниченности, определяемую в соответствии с (2.3) условиями (ср. [9])

$$\eta = \eta_0 - \nu' b^2 / 2\nu,$$
$$b = (M/\beta V)\left[1 - 2\nu\beta^2\chi_0\,(M/\mu_0 V)^2\right]/2\nu,$$

в результате из (2.I),(2.2) находим [I5,I6]

$$F(M,V,T) = F_0(V,T) + \frac{1}{2\chi_0(V)}\frac{M^2}{V}\left[1 - \frac{1}{2V^2}\frac{M^2}{\mu_0^2(V)}\right] + \Delta F(M,V,T), \qquad (2.7)$$

где $F_0(V,T) = E_0(V,T) + F_0(0,V,0) + IN^2/4V + \varepsilon_F N$, второе слагаемое в правой части (2.7) отвечает *обычному выражению для магнитной части* свободной энергии в модели Стонера при $T = 0$ (см. [9]). При этом использованы обозначения $\chi_0^{-1}(V) = (1 - I\nu)/2\beta^2\nu$, $\mu_0^2(V) = -48\beta^4\nu^5 \cdot (3\nu'^2 - \nu\nu'')^{-1}\chi_0^{-1}(V)$, $\nu = \nu(\varepsilon_F)$, $\nu' = \partial\nu/\partial\varepsilon_F$, $\nu'' = \partial^2\nu/\partial\varepsilon_F^2$, где энергия Ферми $\varepsilon_F = \varepsilon_F(V)$ определена уравнением

$$N = 2V\int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon\,\nu(\varepsilon).$$

В выражении (2.7) мы пренебрегли эффектами фермиевских возбуждения электронов, малыми по сравнению с влиянием флуктуаций (см. [I2-I6]) и поэтому несущественными для нашего рассмотрения. При этом зависимость слагаемого $F_0(V,T)$ от температуры обусловлена колебаниями кристаллической решетки.

В дальнейшем для динамических восприимчивостей (2.5) можем использовать разложения по степеням M, $\vec{q}$ и ω. В парамагнонной области частот и волновых векторов имеем [I5,I6]

$$\chi^{+-}(q) = \nu\left[1 - A\vec{q}^{\,2} + i\mathcal{D}\frac{\omega}{|\vec{q}|} - \frac{b^2}{2}F + \dots\right],$$

$$\chi^{+}(q) + \chi^{-}(q) = 2\nu\left[1 - A\vec{q}^{\,2} + i\mathcal{D}\frac{\omega}{|\vec{q}|} - \frac{b^2}{2}F_1 + \dots\right], \qquad (2.8)$$

$$\chi^{+}(q) - \chi^{-}(q) = 2b\nu'\left[1 - A_1\vec{q}^{\,2} + i\mathcal{D}_1\frac{\omega}{|\vec{q}|} - \frac{b^2}{2}F_2 + \dots\right],$$

где

$$A = \frac{\hbar^2 I}{12}\int d\tau\, \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \vec{p}^{\,2}}\, \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2}\, f[\varepsilon(\vec{p}) - \varepsilon_F],$$

$$\mathcal{D} = -\frac{\hbar|\vec{q}|}{\nu}\int d\tau\, \delta(\omega - \vec{q}\vec{v})\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\, f[\varepsilon(\vec{p}) - \varepsilon_F], \qquad (2.9)$$

$$F = \frac{3\nu'^2 - \nu\nu''}{3\nu^2}, \qquad F_1 = \frac{\nu'^2 - \nu\nu''}{\nu^2}, \quad \vec{v} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\vec{p}}, \dots$$

Спин-волновой области частот и волновых векторов отвечает разложение для χ^{+-}, отличающееся от (2.8) заменой $i\mathcal{D}\omega/|\vec{q}| \to \hbar\omega/2b$.

Далее определяя магнитную индукцию и давление с помощью обычных соотношений

$$B = \left(\frac{\partial F}{\partial M}\right)_{V,T}, \qquad P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{M,T} \qquad (2.10)$$

и учитывая выражение (2.7) для свободной энергии, **получаем** уравнение состояния

$$\frac{B}{\mathcal{M}} = \chi_0^{-1}\left(1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{M}_0^2}\right) + \frac{1}{\mathcal{M}}\left(\frac{\partial \Delta F}{\partial M}\right)_{V,T}, \qquad (2.11)$$

$$P = P_0(V,T) + C(V)\mathcal{M}^2 - \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial V}\right)_{M,T}, \qquad (2.12)$$

определяющие зависимость плотности намагниченности $\mathcal{M} = M/V$ и объема V от температуры в условиях заданного магнитного поля B и давления P. Здесь $P_0(V,T) = -(\partial F_0(V,T)/\partial V)_T$, $C(V) = -(V/2\beta)\cdot\partial(\chi_0^{-1}/V)/\partial \ln V = (1/2\beta^2)[-I + \Gamma/\nu + \partial I/\partial \ln V]$ константа магнитоупругой связи. Здесь $\Gamma(V) = \partial \ln(\nu V)/\partial \ln V$ – электронная постоянная Грюнайзена, определяемая в модели Ланга и Эренрайха [I7] зависимостью ширины зоны электронов от объема $\Gamma(V) = -\partial \ln W/\partial \ln V$. Согласно Хейне [I8] Γ равна 5/3 и 7/3 соответственно в d- и f-металлах. Флуктуационные вклады в уравнения (2.II),(2.I2) определяются производной

$$\frac{\partial \Delta F}{\partial \xi} = \Delta F(M,V,T)\frac{\partial \ln V}{\partial \xi} - \hbar I V\int (dq)\, cth\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) Im\left\{\chi_\perp \frac{\partial I\chi^{+-}}{\partial \xi} + \frac{1}{4}\chi_{ss}\frac{\partial I(\chi^+ + \chi^-)}{\partial \xi} + \frac{V^2(q)}{4}\chi_{ee}\frac{\partial(\chi^+ + \chi^-)}{\partial \xi} - 2V(q)\chi_{es}\frac{\partial(\chi^+ - \chi^-)}{\partial \xi}\right\} \qquad (2.I3)$$

$$(\xi = M, V),$$

где

$$\chi_\perp = \frac{\chi^{+-}}{1 - I\chi^{+-}}, \quad \chi_{ss} = \frac{\chi^+ + \chi^- + 4V(q)\chi^+\chi^-}{2\mathcal{D}(q)} \qquad (2.I4)$$

$$\chi_{ee} = \frac{\chi^+ + \chi^- - 2I\chi^+\chi^-}{2\mathcal{D}(q)}, \quad \chi_{es} = \frac{\chi^+ - \chi^-}{2\mathcal{D}(q)} \qquad (2.I5)$$

динамические восприимчивости металла ~~в модели Хаббарда~~. Отметим, что в пределе парамагнетика ($M = 0$) из (2.I4),(2.I5) получаем

$$\chi_\perp = \chi_{ss} = \frac{\chi}{1 - I\chi}, \quad \chi_{ee} = \frac{\chi}{1 + 2V(q)\chi}, \quad \chi_{es} = 0,$$

где учтено $\chi^{+-}(q) = \chi^\pm(q) \equiv \chi(q)$. При этом слагаемые с $\chi_\perp$

и χ_{ss} в правой части (2.I3) обусловлены поперечными и продольными спиновыми флуктуациями, остальные члены отвечают учету флуктуаций плотности числа электронов.

Ограничиваясь случаем слабых ферромагнетиков, близких к границе устойчивости ферромагнитного состояния, когда

$$|1 - I\nu| \ll 1, \tag{2.I6}$$

можем пренебречь в правой части (2.I3) первым слагаемым и членом, содержащим χ_{ee}. В результате, воспользовавшись разложениями (2.8), находим

$$\left(\frac{\partial \Delta F}{\partial M}\right)_{V,T} = \frac{1}{16\beta^4\nu^3}\, \mathcal{M}\left(2F\,\delta m_\perp^2 + F_1\,\delta m_\parallel^2 + 8\frac{\nu'\nu\beta'^2}{\mathcal{M}}\langle\delta m\,\delta n\rangle\right),$$
$$\left(\frac{\partial \Delta F}{\partial V}\right)_{M,T} = -C(V)\left(2\delta m_\perp^2 + \delta m_\parallel^2\right), \tag{2.I7}$$

где

$$\delta m_\perp^2 = 2\hbar\beta^2 \int (dq)\, \mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) \mathrm{Im}\, \chi_\perp(q),$$
$$\delta m_\parallel^2 = 2\hbar\beta^2 \int (dq)\, \mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) \mathrm{Im}\, \chi_{ss}(q), \tag{2.I8}$$
$$\langle\delta m\,\delta n\rangle = 2\hbar\beta \int (dq)\, \mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\right) \mathrm{Im}\, \chi_{es}(q)\, V(\vec{q})$$

квадраты амплитуд флуктуаций плотности спина и числа электронов. Подставляя соотношения (2.I7) в (2.II),(2.I2), получаем известное магнитное уравнение состояния [I5,I9]

$$\frac{B}{\mathcal{M}} = \chi_0^{-1}\left[1 - \left(\mathcal{M}^2 + 2\delta m_\perp^2 + 3\delta m_\parallel^2\right)/\mathcal{M}_0^2\right], \tag{2.I9}$$

а также следующую формулу для давления:

$$P = P_0(V,T) + C(V)\mathcal{M}_L^2, \qquad (2.20)$$

где

$$\mathcal{M}_L^2 = \mathcal{M}^2 + 2\delta m_\perp^2 + \delta m_\parallel^2 \qquad (2.21)$$

- средний **квадрат** плотности магнитного момента. При этом мы учли, что величина $\langle \delta m \delta n \rangle$ в (2.17), описывающая согласно (2.18) эффекты флуктуаций плотности и числа электронов, приближенно равна $(\nu'/2\nu\beta^2)\mathcal{M}\delta m_\parallel^2$.

Уравнение (2.19) позволяет, в частности, определить магнитную восприимчивость при постоянном объеме $\chi_V = (\partial^2 F/\partial M^2)^{-1}_{V,T} V^{-1}$. В парамагнитной фазе (M =0), полагая $\delta m_\perp^2 = \delta m_\parallel^2$, из (2.19) находим

$$\chi_V = \frac{2\nu\beta^2}{1 - I\nu + \lambda}, \qquad (2.22)$$

где величина (ср., работы [20,21]):

$$\lambda = 2\nu V \left(\frac{\partial^2 \Delta F}{\partial M^2}\right)_{V,T} = -10\beta^2\nu\delta m_\parallel^2/\chi_0\mathcal{M}_0^2 \qquad (2.23)$$

определяет температуруную зависимость магнитной восприимчивости, обусловленную флуктуациями.

Здесь следует **отметить**, что при определении величин (2.18) мы в формулах (2.5),(2.14) использовали приближение хаотических фаз, отвечающее пренебрежению влиянием флуктуационных эффектов на динамические восприимчивости $\chi^{+-}(q)$, $\chi^{\pm}(q)$. Учет таких эффектов отвечает следующей замене в формулах (2.18)

$$\chi^{+-}(q) \to \chi^{+-}(q) + \delta\chi^{+-}(q), \quad \chi^{\pm}(q) \to \chi^{\pm}(q) + \delta\chi^{\pm}(q), \qquad (2.24)$$

где флуктуационные поправки $\delta\chi^{+-}, \delta\chi^{z}$ к динамическим восприимчивостям даются формулами (2.II) работы Мории [2I] и уравнением (3.44) нашей работы [22]. При этом, следуя подходу Мории-Кавабаты [I0], мы считаем $|\delta\chi^{\alpha}| \ll \chi^{\alpha}, |\partial\delta\chi^{\alpha}/\partial\xi| \ll |\partial\chi^{\alpha}/\partial\xi|$, $|\partial^2\delta\chi^{\alpha}/\partial\xi^2| \ll |\partial^2\chi^{\alpha}/\partial\xi^2|$ $(\alpha = +-, +, -;\ \xi = V, \mathcal{M})$. Отметим, что приближенной самосогласованной теории спиновых флуктуаций работ [I0,20,2I] отвечает дополнительное пренебрежение зависимостью $\delta\chi^{+-}(\vec{q},\omega), \delta\chi^{z}(\vec{q},\omega)$ от $\vec{q}$ и ω. Например в парамагнитной фазе согласно [I0,20,2I] имеем

$$\delta\chi^{+-}(\vec{q},\omega) = \delta\chi^{z}(\vec{q},\omega) = -\lambda/I. \qquad (2.25)$$

Полученное выше выражение (2.23) для величины λ совпадает с результатом спин-инвариантной теории спиновых флуктуаций, определяемым формулой (4) работы Такахаши и Мории [20]. Как показано в работах [2,I5], выражение (2.23) для λ может быть также получено с использованием феноменологической теории Гинзбурга-Ландау [II]

Возвращаясь к магнитному уравнению состояния (2.I9), полученному нами в модели Хаббарда, отметим, что оно совпадает с уравнением (3.I6) работы Дзялошинского и Кондратенко [I9], в которой в рамках теории ферромагнитной ферми-жидкости обсуждалась зависимость намагниченности от магнитного поля с учетом спиновых флуктуаций. Отметим, что уравнение (2.I9) по форме совпадает также с магнитным уравнением состояния [I5], следующим из феноменологической теории Гинзбурга-Ландау [II].

3. МАГНИТООБЪЁМНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Обсудим теперь зависимость объема металла $V=V(B,P,T)$ от магнитного поля и температуры при постоянном давлении. Разлагая

функцию $P(B,V,T)$, определяемую правой частью (2.20), в которую следует подставить значение намагниченности $M=M(B,V,T)$, найденное из (2.I9), по степеням $V-V_0$, где V_0 – решение уравнения $P=P_0(V,0)$, получаем

$$P = P(B,V_0,T)+\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{B,T}(V-V_0). \qquad (3.I)$$

Обозначив

$$V(B,P,T)=V_0\left[1+\omega(B,P,T)\right], \qquad (3.2)$$

согласно (2.20) и (3.I) находим относительное изменение объема

$$\omega(B,P,T)=\omega_n(B,P,T)+\omega_m(B,P,T) \qquad (3.3)$$

которое складывается из двух частей: немагнитной

$$\omega_n(B,P,T)=K^{-1}_{B,T}(V_0)\left[P_0(V_0,T)-P_0(V_0,0)\right]=K^{-1}_0(V,T)\left[P_0(V,T)-P_0(V,0)\right], \qquad (3.4)$$

обусловленной колебаниями решетки, и изменения

$$\omega_m(B,P,T)=K^{-1}_{B,T}(V_0)C(V_0)\mathcal{M}^2_L(B,V_0,T)=K^{-1}_0(V,T)C(V)\mathcal{M}^2_L(B,V,T), \qquad (3.5)$$

обусловленного магнетизмом. Здесь

$$K_{B,T}(V)=-\left(\frac{\partial P}{\partial \ln V}\right)_{B,T}=K_0(V,T)-\left[\frac{\partial}{\partial \ln V}C(V)\mathcal{M}^2_L(B,V,T)\right] \qquad (3.6)$$

– модуль всестороннего сжатия при потоянных B и T, функции $V=V(B,P,T)$, $V_0=V_0(P)$ определены уравнениями (3.I), (3.2), а

$$K_0(V,T) = -\left(\frac{\partial P_0(V,T)}{\partial \ln V}\right)_T \qquad (3.7)$$

– модуль сжатия без учета магнитоупругих эффектов ($C(V)\to 0$).

Сравнивая формулу (3.5) с уравнением (I.2), использованным в работе Мории и Усами [2], видим, что они совпадают, если под модулем сжатия K понимать величину $K_0(V,T)$ и считать константу C равной $C(V)$. Таким образом, формулы (3.2)-(3.7) решают задачу микроскопического обоснования феноменологической теории магнитообъёмных эффектов. Подчеркнем здесь, что полученные выше результаты справедливы помимо слабых ферромагнетиков также для почти ферромагнитных металлов, когда $1 - I\nu > 0$ удовлетворяет неравенству (2.I6), отвечающему близости системы к ферромагнитному переходу. При этом величину $-\chi_0^{-1}(V)\mathcal{M}_0^{-2}(V)$ в уравнениях (2.7), (2.TI),(2.I9),(2.23) следует заменить обычным коэффициентом в разложении по степеням намагниченности Гинзбурга–Ландау свободной энергии, равным (см. [9]) $(3\nu'^2 - \nu\nu'')/48\beta^4\nu^5$.

Используя (3.5), находим отношение изменения объема при температуре Кюри T_c к изменению объема при T=0, обусловленных магнетизмом, в слабых ферромагнетиках

$$\frac{\omega_m(0,P,T_c)}{\omega_m(0,P,0)} = \frac{\left[K_0(V,T_c)C(V)\mathcal{M}_L^2(0,V,T_c)\right]_{V=V(0,P,T_c)}}{\left[K_0(V,0)C(V)\mathcal{M}_L^2(0,V,0)\right]_{V=V(0,P,0)}} \approx \frac{\overline{\mathcal{M}}_L^2(0,P,T_c)}{\overline{\mathcal{M}}^2(0,P,0)} \equiv \eta_c, \quad (3.8)$$

где черта над функциями означает переход в них от переменной V к давлению P с помощью уравнения (3.I). При этом мы пренебрегаем малыми эффектами изменения величин $K_0(V,T)$ и $C(V)$ с температурой и аналогично работам [I,2] полагаем $\overline{\mathcal{M}}_L^2(0,P,0) = \overline{\mathcal{M}}^2(0,P,0)$, считая влияние нулевых флуктуаций малым. Учитывая, что температура Кюри определяется обращением в нуль обратной магнитной восприимчивости при постоянном давлении

$$\chi_P^{-1} = V(0,P,T_c)\left(\frac{\partial B}{\partial M}\right)_{P,T} = \left\{\chi_0^{-1}(V)\left[1 - \frac{5}{3}\frac{\mathcal{M}_L^2(0,V,T_c)}{\mathcal{M}_0^2(V)}\right]\right\}_{V=V(0,P,T_c)} = 0,$$

а спонтанная намагниченность $\bar{\mathcal{M}}(0,P,0)$ согласно (2.I9) равна

$$\bar{\mathcal{M}}(0,P,0) = \mathcal{M}_0\left[V(0,P,0)\right], \qquad (3.9)$$

и разлагая $\chi_0^{-1}(V)$ в ряд по степеням изменения объема (3.3), получаем следующее уравнение для определения величины

$$\gamma_c = \frac{3}{5}\,\frac{\chi_0[V(0,P,0)]}{\chi_0[V(0,P,T_c)]} = \frac{3}{5}\left\{1 + \frac{\partial \ln \chi_0^{-1}}{\partial \ln V}\left[\omega(0,P,T_c) - \omega(0,P,0)\right]\right\} \qquad (3.I0)$$

Отличие правой части формулы (3.I0) от формулы (I.3), отвечающей результату Мории и Усами [2], обусловлено влиянием теплового расширения, приводящим к температурной зависимости магнитной восприимчивости χ_0. Соответствующая зависимость для парамагнетиков оказывается несущественной [23] из-за незначительного изменения объема в широкой температурной области даже при не очень больших значениях величины $\partial \ln \chi_0^{-1}/\partial \ln V$. В ферромагнетиках эта величина может достигать больших значений (см.таб.I). В таблице I при ведены данные для величин $\partial \ln \chi_0^{-1}/\partial \ln V$ и $\omega_c = \omega(0,P,T_c) - \omega(0,P,0)$, взятые нами из работ [24-27], и значения γ_c, рассчитанные по формуле (3.I0) для ряда инварных сплавов. Как видно из таблицы, эффекты теплового расширения в магнетиках с положительной производной $\partial \ln \chi_0^{-1}/\partial \ln V > 0$ приводят к возрастанию величины γ_c по сравнению со значением $\gamma_c = 3/5$, не учитывающем такие эффекты. Например, в инварном сплаве $Fe_{0,7}Ni_{0,3}$ влияние теплового расширения приводит к возрастанию γ_c на 46%. Исключением является неупорядоченный сплав $Fe_{0,72}Pt_{0,28}$, где обнаружен большой отрицательный магнитообъемный вклад, проявляющийся в отрицательной величине ω_c и приводящий к значению $\gamma_c = 0,51 < 3/5$.

В пределе очень слабых ферромагнетиков с температурой Кюри

$T_c \ll \theta_D$ много меньшей температуры Дебая θ_D, когда немагнитным вкладом в тепловое расширение можно пренебречь $\left(|\omega_n(B,P,T_c) \cdot \omega_m(B,P,T_c)^{-1}| \ll 1 \right)$, из уравнений (3.5),(3.8),(3.I0) находим:

$$\gamma_c = \frac{3}{5} \frac{1-\xi}{1-3\xi/5}, \qquad (3.II)$$

где константа

$$\xi = -2K_0^{-1}(V_0,0)C^2(V_0)\chi_0(V_0)\mu_0^2(V_0) = -2K_0^{-1}(V_0,0)\left[\partial\mu_0(V_0)/\partial \ln V_0\right]^2 \times \beta^4 \chi_0^{-1}(V_0),$$

положительная в слабых ферромагнетиках, описывает влияние магнитообъёмных эффектов. Отметим, что величина ξ определяет также различие магнитных восприимчивостей χ_P, χ_V и модулей всестороннего сжатия $K_{B,T}$, K_0 ферромагнетика при B=T=0 [26]

$$\chi_P^{-1}\chi_V = K_{B,T=0}K_0^{-1} = 1-\xi. \qquad (3.I2)$$

Как следует из формулы (3.II), с возрастанием ξ величина γ_c убывает и в пределе $\xi \to 1$ обращается в нуль. С другой стороны в соответствии с (3.I2) такой предел приводит к **расходящимся** значениям χ_P и $K_{B,T=0}^{-1}$ и отвечает структурному фазовому переходу с размягчением упругих модулей $(K_{B,T=0} \to 0)$. При этом в слабых ферромагнетиках, близких к такому **переходу** возникает сильная температурная зависимость магнитного вклада в тепловое расширение, которая является причиной инварных аномалий. Структурный переход с расходимостью магнитной восприимчивости χ_P и обращением в нуль модуля всестороннего сжатия K_{BT} реализуется, например, при мартенситном превращении инварных сплавов $Fe_{1-x}Ni_x$ с уменьшением концентрации никеля в пределе x =0,27 [28] .

Отметим здесь, что часто используемая модель "желе" электро-

нов с квадратичным законом дисперсии и магнитоупругой константой в приближении работ [I7,I8], где $\Gamma = 5/3$, $I(V) = const.$, $C(V) = I/6\beta^2$, $K_0 = 8\nu\varepsilon_F^2/9$ приводит к значению $\zeta = 3 > 1$, не отвечающему согласно (3.I2) устойчивому состоянию ферромагнетиков.

В заключение сравним полученные нами результаты с результатами работы Эдвардса и Макдональда [I], в которой на основе теории спиновых флуктуаций Мории-Кавабаты [I0] были микроскопически рассмотрены магнитообъемные эффекты в слабых ферромагнетиках. Приближению работы [I] отвечает пренебрежение в уравнениях (2.4), (2.I2),(2.I7),(2.I9),(2.2I) величинами $\chi^{\pm}(q)$, δm_l^2, $\langle \delta m \delta n \rangle$, описывающими влияние флуктуаций плотностей продольного спина и числа электронов. При этом для величины λ в уравнении (2.22) вместо (2.23) имеем $\lambda = -4\beta^2\nu\delta m_\perp^2/\gamma_0\mu_0^2$. В результате для относительного изменения объема при $T = T_c$, обусловленного магнетизмом, вместо (3.8),(3.I0) получаем выражение:

$$\frac{\omega_m(0,P,T_c)}{\omega_m(0,P,0)} = \frac{\bar{\mu}_L^2(0,P,T_c)}{\bar{\mu}^2(0,P,0)} = 1, \qquad (3.I3)$$

отвечающее величине $\gamma_c = 1$, найденной в работе [I] при использовании дополнительного предположения о квадратичном законе дисперсии электронов $\varepsilon(\vec{p}) = \vec{p}^2/2m$ и выражения $C = I/6\beta^2$ для магнитоупругой константы в модели [I7,I8]. Отметим, что при получении выражения (3.I3) мы пренебрегли эффектами теплового расширения.

Таблица

Сплав	T_c (°K)	$\frac{\partial \ln \chi_0^{-1}}{\partial \ln V}$	ω_c ($\cdot 10^{-3}$)	$\omega_c \frac{\partial \ln \chi_0^{-1}}{\partial \ln V}$	γ_c
$Zr(Fe_{0,6}Co_{0,4})_2$	275	74,8	I,2(2	0,09	0,65
$Fe_{0,7}Ni_{0,3}$	334	64,8	7,I(3	0,46	0,88
$Fe_{0,65}Ni_{0,35}$	495	I9	3,0(3	0,057	0,63
$Fe_{0,6}Ni_{0,4}$	570	6,8	7,2(3	0,049	0,63
$Fe_{0,72}Pt_{0,28}$	448	72(4	I,5(4	0,II	0,67
$Fe_{0,72}Pt_{0,28}$(1	460	52(4	-2,9	-0,I5	0,5I

(I – неупорядоченный сплав

(2 – по данным работы [25]

(3 – по данным работы [26]

(4 – по данным работы [27]

ЛИТЕРАТУРА

1. Edwarda D.M., Macdonald C.J. Magnetovolume effects in the Moriya-Kawsbata theory of very weak itinerant ferromagnetism. Physioa, 1983, 119B, 25-29.
2. Moriys T., Usami K. Magneto-volume effect and invar phenomena in ferromagnetic metals. - Solid State Commun., 1980,34, N°2, 95-99.
3. Moriya T. Comments on "Magnetovolume effects in the Moriya - Kawabata theory of very weak itinerant ferromagnetism" by D.M.Edwarda and C.J.Macdonald. - Phyaica, 1983,119B, 330-332.
4. Edwards D.M., Macdonald C.J. Response to oomments by T.Moriya. Physica, 1983, 119B, 333.
5. Hasegaws H. A theory of magneto-volume effecta of itinerant eleotron magnets. - J.Phya., 1981, C14, N°20, 2793-2804.
6. Holden A.J., Heine V., Samaon J.H. Magnetio oontributions to thermsl expansion of transition metals: Implicationa for locsl momenta above T_c . - J.Phys., 1984, F14, N°4, 1005-1020.
7. Гребенников В.И., Туров Е.А. В кн.: Динамические и кинетические свойства магнетиков. - М.: Наука, 1986, с.9-36.
8. Shimizu M., Inoue J., Ohta Y., Niws K. Theoreticsl sspeots of magnetoelastioity in transition metsls and alloys. - Physics, 1983, B119, 3-14.
9. Wohlfarth E.P. Thermodynamio aspects of itinerant electron magnetism. - Physioa, 1977, 91B, 305-314.
10. Moriya T., Kawabata A. Effects of spin fluctuations on itinerant electron ferromagnetism. - J.Phya.Soo.Jap., 1973, N°3, 34, 639-651; 35, N°3, 669-676.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, часть I, М.: Наука, 1976, 584с.

12. Brinkman W.F.. Engelsberg S. Spin fluctuation contribution to the specific heat. - Phys.Rev., 1968, 169, N°1, 417-431.

13. Beal-Monod M.T., Ma S.-K., Fredkin D.R. Temperature dependence of the spin susceptibility of a nearly ferromagnetic Fermi liquid. - Phys.Rev.Lett., 1968, 20, N°17, 929-932.

14. Gambs G., Griffin A. Effect of spin fluctuations on the Stoner transition temperature. - Phys.Rev., 1976, B13 , N°11,5054-5064.

15. Lonzarich G.G., Taillefer L. Effect of spin fluctuations on the magnetic equation of state of ferromagnetic and nearly ferro - magnetic metals. - J.Phys., 1985, C18, N°22, 4339-4371.

16. Мория Т., Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов. - УФН, 1981, 135, № 1, 117-170.

17. Lang N.D., Ehrenreich H.E. Itinerant-electron theory of pressure effects on ferromagnetic transition temperature: Ni and Ni-Cu alloys. - Phys.Rev., 1968, 168, N°2, 605-622.

18. Heine V. s-d interaction in transition metals. - Phys.Rev., 1967, 153, N03, 673-682.

19. Дзялошинский И.Е., Кондратенко П.С. К теории слабого ферромагнетизма ферми-жидкости. - ЖЭТФ, 1976, 70, № 5, 1987-2005.

20. Takahashi Y., Moriya T. Quantative aspects of the theory of weak itinerant ferromagnetism. - J.Phys.Soc.Jap., 1985, N°4, 54, 1592-1598.

21. Moriya T. Theory of spin fluctuations in itinerant electron ferromagnets. Persistence of spin waves above T_c . - J.Phys. Soc.Jap., 1976, 40, N°4, 933-946.

22. Силин В.П., Солонцов А.З. Теория температурной зависимости спектра магнонов ферромагнитных металлов, ЖЭТФ,1986,89,№4,1432-1444.

23. Зверев В.М., Силин В.П. Тепловое расширение как причина температурной зависимости магнитной восприимчивости металлов. - Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, № 9, 450-452.

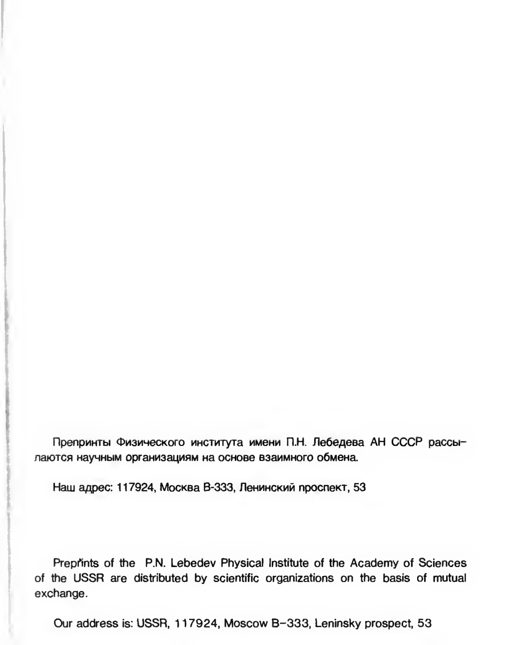
24. Inoue J., Shimizu M. Pressure dependence of Curie temperature and magnetization in itinerant ferromagnetism. - Phys.Lett., 1982, 90A, N01, 85-88.

25. Muraoka Y., Shiga M., Nakamura Y. Magnetovolume effects in $Zr(Fe_{1-x}Co_x)_2$. - J.Phys., 1980, F10, N01, 127-139.

26. Asano H. Magnetism of γ-Fe-Ni invar alloys with low nickel concetration. - J.Phys.Soc.Jap., 1969, 27, N°3, 542-553.

27. Sumiyama K., Shiga M., Nakamura Y. Magnetization, thermal expansion and low temperature specific heat of $Fe_{72}Pt_{28}$ invar alloy. - J.Phys.Soc.Ja., 1976, 40, N°4, 996-1001.

28. Shimizu M. Itinerant electron magnetism. - Rep.Progr.Phys., 1981, 44, N°4, 329-409.



Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР рассылаются научным организациям на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 117924, Москва В-333, Ленинский проспект, 53

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are distributed by scientific organizations on the basis of mutual exchange.

Our address is: USSR, 117924, Moscow B-333, Leninsky prospect, 53

Т – 10733. Подписано в печать 29. 05. 1987 г.
Заказ № 425. Тираж 100 экз. П.л. 1,4.

Отпечатано в Отделе научно-технической информации ФИАН СССР
Москва, В-333, Ленинский проспект, 53